

Experimentelle Untersuchungen zu den Abbildungseigenschaften des Kaninchenauges

Messung der Intensitätsverteilung
eines Laserstrahls am Augenhintergrund
unter den Bedingungen der „idealen“ Photokoagulation

Karl-Heinz Moser

München ~~1984~~

1985

Aus der Augenklinik der Universität München
Direktor: Prof. Dr. Otto-Erich Lund

Experimentelle Untersuchungen zu den Abbildungseigenschaften
des Kaninchenauges

Messung der Intensitätsverteilung
eines Laserstrahls am Augenhintergrund
unter den Bedingungen der „idealen“ Photokoagulation

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde in der gesamten Medizin
an der Ludwig-Maximilian-Universität zu München

vorgelegt von
Karl-Heinz Moser

aus
München

1984

Mit Genehmigung der Medizinischen Fakultät

der Universität München

Berichterstatter: Prof. Dr. Gabel V.-P.

Mitberichterstatter: Prof. Dr. Lund O.-E.

Dekan: Prof. Dr. Spann W.

Tag der mündlichen Prüfung: 12. 3. 85

Für die fachliche Betreuung meiner Arbeit
möchte ich Herrn Prof. Dr. Gabel herzlichst danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Birngruber,
der mich mit seinem wissenschaftlichen Rat
stets hilfreich unterstützte.

gewidmet
meinen Eltern und Stefanie



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Experimentelle Untersuchungen zu den Abbildungseigenschaften
des Kaninchenauges

Messung der Intensitätsverteilung
eines Laserstrahls am Augenhintergrund
unter den Bedingungen der „idealen“ Photokoagulation

Gliederung :

Kapitel 1	Allgemeines
1.1.	Einleitung
1.2.	Problemstellung
1.3.	Begriff der „idealen“ Photokoagulation
1.4.	Bisherige Untersuchungsmethoden
1.5.	Eigener Lösungsansatz
Kapitel 2	Das Experiment
2.1.	Physikalische Grundlagen
2.2.	Experimenteller Aufbau
2.3.	Beschreibung des Augenhalters und des Strahlengangs im Auge
2.3.1.	Augenhalter
2.3.2.	Strahlengang im Auge
2.4.	Justierung des Systems Augenhalter - Kaninchenauge
2.5.	Prüfung des experimentellen Aufbaus mit einer Glasoptik
2.5.1.	Messung der Herdgröße
2.5.2.	Messung des Streulichtanteils
2.6.	Präparation und Auswahl der Versuchsaugen
Kapitel 3	Die Messung
Kapitel 4	Die Meßergebnisse
Kapitel 5	Diskussion der Meßergebnisse
Kapitel 6	Zusammenfassung

1. Allgemeines

1.1. Einleitung

Neben der Ablatiotherapie dient die retinale Photo-koagulation u.a. zur Behandlung von proliferativen Gefäß-erkrankungen und degenerativen Prozessen des Augenhintergrundes. Trotz der Vielzahl der Anwendungsgebiete und der unterschiedlichen Ziele führt die therapeutische Laser-photokoagulation stets zu einer uniformen Gewebereaktion. Diese ist gekennzeichnet durch die Schädigung retinaler Strukturen.

Die Schädigung der Netzhaut beruht auf thermischen Effekten (3). Die Strahlungsenergie, die auf den Augenhintergrund trifft, wird zu annähernd gleichen Teilen vom Pigmentepithel der Retina und der Choroidea absorbiert (14) und in Wärme umgewandelt. Wenn die Temperatur entsprechend hoch und die Expositionszeit genügend lang ist (Ratenprozess), kommt es zur Denaturierung von Proteinen.

Das Ausmaß der Gewebeschädigung hängt von folgenden Faktoren ab:

- Absorptions-, Reflexions- und Transmissionseigenschaften des Gewebes bei einer bestimmten Laserwellenlänge (14)
- Leistungsdichte des Laserstrahls am Augenhintergrund (3)
- Expositionszeit (4)
- Volumen und Geschwindigkeit des choroidalen Blutflusses (30).

Während der choroidale Blutfluß einen fast vernachlässigbaren Einfluß auf die Temperatur hat (30), führt die Erhöhung der Leistungsdichte am Fundus zu einer erheblich stärkeren thermischen Belastung der retinalen Strukturen.

Die Leistungsdichte am Fundus ergibt sich aus der Größe des bestrahlten Areals und der darin befindlichen Leistung. Beide Größen sind zunächst durch den Laserphotokoagulator vorgegeben, werden aber durch die brechenden Medien des Auges verändert.

In der folgenden Arbeit wird deshalb untersucht, welchen Einfluß der dioptrische Apparat des Auges auf die Leistungsverteilung des Laserstrahls am Augenhintergrund nimmt.

1.2. Problemstellung

Eines der größten Probleme bei der klinischen Photo-koagulation ist die exakte Dosierung der Strahlungsenergie.

Will man z.B. mechanisch belastbare chorioretinale Adhäsionen erzielen, muß die auf den Augenhintergrund treffende Strahlungsenergie die äußeren Netzhaut- u. die inneren Aderhautschichten zerstören, damit feste, narbige Verbindungen entstehen. Auf der anderen Seite darf die Strahlungsenergie nicht zu stark die inneren Schichten der Netzhaut und des Glaskörpers schädigen, weil es sonst z.B. zur Ausbildung von epiretinalen Membranen kommen kann (4).

Die bei der Retinopexiephotokoagulation üblicherweise verwendeten Bestrahlungsareale haben einen Durchmesser von 200-500 μm . Durch Variation des Bestrahlungsareals und der Expositionszeit kann die räumliche Ausdehnung des Koagulationsherdes in radialer und axialer Richtung in einem erheblichen Maße verändert werden (4). Eine Verkleinerung des Bestrahlungsareals hat dabei insgesamt eine stärkere Verringerung der räumlichen Temperaturverteilung zur Folge als eine Verkürzung der Expositionszeit (4).

Ziel dieser Arbeit ist es mittels eines Tierexperimentes die tatsächliche Größe des retinalen Bestrahlungsareals und der Streuverluste zu ermitteln, um damit die wissenschaftlichen Grundlagen für eine reproduzierbare Dosierung der Photokoagulation zu schaffen. Darüberhinaus soll mit einer Messung der Leistung im zentralen Areal die Anwendbarkeit der mathematischen Modelle (3/24/28) für große Bestrahlungsareale bestätigt werden, mit deren Hilfe man bei Kenntnis der tatsächlichen Herdgröße, der Streuverluste und der Absorptionsverhältnisse am Augenhintergrund, die gesamte zu erwartende Temperaturverteilung berechnen kann.

Der Versuch ist so aufgebaut, daß die Bedingungen der „idealen“ Photokoagulation simuliert werden, d.h. es wird experimentell versucht einen Laserfokus von mehreren 100 μm Durchmesser in die Netzhautenebene des Versuchsauges zu legen. (näheres dazu im folgenden Kapitel).

1.3. Begriff der idealen Photokoagulation

Seit der Einführung des Lichtkoagulators durch MEYER-SCHWICKERATH (21) vor rund 25 Jahren, befaßten sich viele klinische und experimentelle Arbeiten mit der Vervollkommnung der transpupillären Photokoagulation. 1967 wurde einem Vorschlag FANKHAUSERS und LOTHMARS (11) folgend der Zeisskoagulator mit einem GOLDMANN'schen Kontaktglasansatz versehen, um dadurch die Abbildungseigenschaften am Augenhintergrund zu verbessern. Das auf die Kornea aufgesetzte plankonkave Kontaktglas reduzierte die Brechkraft des menschlichen Auges von 58 dpt auf ca. 1 dpt (11). Der dioptrische Apparat des Auges war dann nicht mehr in der Lage, die Lichtstrahlen der Xenon-Höchstdrucklampe auf den Augenhintergrund zu fokussieren. Die fehlende Brechkraft mußte deshalb durch eine vorgeschaltete Glasoptik ersetzt werden.

Die Glasoptik zeichnete sich im Vergleich zum optischen System des Auges durch ein höheres Auflösungsvermögen aus, wodurch man kleinere Koagulationsflächen und höhere Energiedichten am Fundus erzielte. Ferner korregierte das Kontaktglas zum Teil die Abbildungsfehler des Auges und ermöglichte damit eine genauere Photokoagulation in der Netzhautperipherie.

Dementsprechend wird auch bei den heute üblichen Laserkoagulatoren ein vorfokussierter Laserstrahl über ein Kontaktglas in das Auge eingestrahlt. Der Operateur stellt zur Erzielung des gewünschten retinalen Bestrahlungsareals lediglich den Fundus im Spaltlampenmikroskop scharf. Eine separate Einstellung des Fokus entfällt, da zwischen der Fokalebene des Laserstrahls und der Schärfenebene des Spalmmikroskops eine starre Zuordnung besteht. Die Geräte sind in der Regel so konstruiert, daß bei Bestrahlungsarealen von mehr als 100 μ m Durchmesser keine Fokussierung auf die Retina mehr erfolgt, sondern das Bestrahlungsareal durch Defokussierung realisiert wird. Die Laserstrahltaile liegt damit hinter der Netzhaut (Abb. 1).

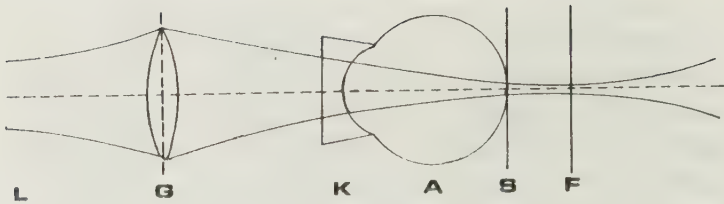


Abb. 1

Abb. 1 Strahlengang bei der Photokoagulation mit Laserstrahldurchmessern am Augenhintergrund über 100 µm

L = Laser , G = Glasoptik , K = Kontaktglas ,
A = Auge , S = Schärfenebene , F = Fokalebene

Dieses Konstruktionsprinzip setzt jedoch voraus, daß der Operateur die Schärfenebene der Beobachtungseinrichtung exakt mit der Netzhautenebene zur Deckung bringt. Rückt nämlich die Schärfenebene vor die Netzhautenebene, liegt die Laserstrahltaille näher an der Retina, was aufgrund des kleineren Bestrahlungsareals und der damit höheren Energiedichte am Fundus eine Gefährdung des Auges bedeutet.

Bei der „idealen“ Photokoagulation dagegen fällt die Laserstrahltaille mit der Schärfenebene geometrisch zusammen. Fehlerhafte Einstellungen führen dann in jedem Fall zu größeren Bestrahlungsarealen mit geringerer Intensität (Abb. 2)

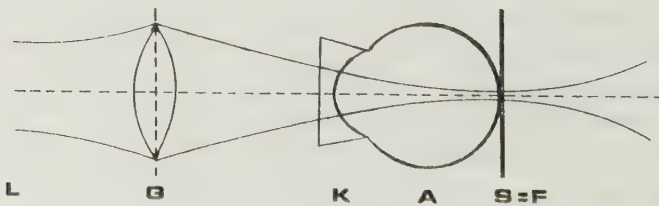


Abb. 2

Abb. 2 Strahlengang bei der „ idealen “ Photokoagulation

L = Laser , G = Glasoptik , K = Kontaktglas ,
A = Auge , S = Schärfenebene , F = Fokalebene

1.4. Bisherige Untersuchungsmethoden

Zur Untersuchung der Qualität des Netzhautbildes kann man zwischen der direkten und der indirekten Meßmethode wählen.

Bei der indirekten Methode wird die nach der Reflexion des Lichts an der Retina aus dem Auge ausgetretene Lichtverteilung registriert. Die Meßergebnisse sind dabei einmal von der Güte des optischen Systems abhängig, das vom Licht zweimal durchlaufen werden muß, zum anderen vom Reflexionsgrad einzelner Netzhautareale, der unterschiedlich stark sein kann. Das Verfahren hat aber den Vorteil, daß die Messungen in vivo durchgeführt werden können.

Im Gegensatz dazu müssen die Augen bei der direkten Methode enukleiert werden. Durch eine Trepanation des Bulbus am hinteren Augenpol wird das Netzhautbild der Meßeinrichtung unmittelbar zugänglich gemacht. Deformierungen des Bulbus und Veränderungen der Linse und Hornhaut post mortem können die Refraktionseigenschaften des Auges verändern und die Meßergebnisse verfälschen.

Autoren wie DE MOTT (8) und DRECHSEL (9) entschieden sich für die direkte Methode, während FLAMANT (12), CAMPBELL und GUBISCH (6), CAMPBELL und GREEN (7), GUBISCH (16), RÖHLER (22), DALLAS und FRISCH (13) der direkten Methode den Vorzug gaben.

Sowohl FRISCH und DALLAS (13) als auch DRECHSEL (9) verwendeten für ihre Experimente Laserlicht.

FRISCH und DALLAS (13) photographierten Netzhautbilder nicht fokussierter Argon- u. He-Ne Laserstrahler mit einer Funduskamera und zeichneten die Intensitätsverteilung der Fundusphotographie mit einem Mikrophotometer auf. Die an Hand der Intensitätsprofile ermittelten Durchmesser der Bestrahlungsareale überprüften sie anschließend mit einem auf die Retina projiziertem Meßgitter. FRISCH und DALLAS (12) führten ihre Experimente in vivo an Rhesusaffen durch und

untersuchten ausschließlich große Bestrahlungsareale. Bei den von ihnen gewählten Bilddurchmessern von 500 - 600 μm stimmten die gemessenen mit den theoretischen Werten gut überein.

DRECHSEL (9) dagegen trepanierte den Bulbus von enukleierten Kaninchenaugen am hinteren Pol, vergrößerte das Netzhautbild definiert nach und tastete die retinale Intensitätsverteilung mit einem Scanner ab. Im Gegensatz zu FRISCH und DALLAS bestimmte er die Größe von minimalen Bestrahlungsarealen im Bereich von 10 μm Durchmesser. Mit einem speziell konstruierten Augenhalter stabilisierte er die Form der Augen. Teilweise näherten sich die gemessenen Fokusbilddurchmesser der für das Kaninchenauge theoretischen Beugungsgrenze von 7,0 μm . Das Kaninchenauge kann demnach beugungsbegrenzt fokussieren. Weiterhin zeigte sich, daß ca. 50 % der eingestrahlten Leistung gestreut werden und damit die Bestrahlungstärke im Fokus um ca. die Hälfte reduziert wird.

Nur wenn man dieses Meßergebnis den Berechnungen der thermischen Modelle zugrunde legt, dann nehmen die Temperatursteigerungen im Bezug auf den thermischen Denaturierungsprozeß auch bei kleinen Fokusgrößen ein realistisches Ausmaß an (5).

1.5. Eigener Lösungsansatz

Wie aus dem vorhergehenden Kapitel ersichtlich, wurde die Größe der Streuverluste und des Bestrahlungsareals für klinisch relevante Fälle mit der direkten Methode noch nicht untersucht.

Gerade die direkte Methode bietet aber den Vorteil, daß das Bestrahlungsareal nach nur einmaligem Durchtritt des Lichts durch das Auge beurteilt werden kann und demnach unterschiedliche Reflexionsgrade der Netzhaut oder aperturabhängige Fehler des optischen Systems das Meßergebnis nicht verfälschen.

Im folgenden Experiment wird deshalb durch eine Trepanation des enukleierten Versuchsauges ein direkter Zugang zum Netzhautbild geschaffen und das entstandene Skleraloch - um einen Austritt von Glaskörper zu verhindern - mittels eines Plexiglasstempels wieder verschlossen. Entsprechend den Bedingungen der klinischen Photokoagulation durchsetzt ein vorfokussierter Laserstrahl das Versuchsauge, dessen Hornhautbrechkraft statt mit einem Kontaktglas durch eine Wasserkammer „ ausgeschaltet “ wurde.

Das bei der Eukleation der normale Stoffwechsel des Auges unterbrochen wird, ist mit kleinsten Inhomogenitäten in den brechenden Medien zu rechnen. Aus diesem Grund besteht apparativ die Möglichkeit das Versuchsauge in allen Freiheitsgraden zur optischen Achse zu bewegen, um dadurch den Laserstrahl an entstehenden Inhomogenitäten „ vorbeilenken “ zu können. Ferner wird die Experimentierdauer auf 2 Stunden begrenzt. DE MOTT (8) und DRECHSEL (9) stellten in dieser Zeit keine Änderung des Netzhautbildes fest.

Durch die Trepanation wird das Versuchsauge mechanisch äußerst empfindlich. Mittels eines exakt den anatomischen Verhältnissen angepaßten Augenhalters wird versucht Verformungen des Bulbus und damit Änderungen der Brechkraft zu verhindern. Zur Erfolgskontrolle dient die Messung des Hornhautkrümmungsradius in vivo und in vitro.

Die Versuchsaugen selbst stammen von Chinchilla Grey Kaninchen. Vergleicht man das Kaninchenauge mit dem menschlichen Auge stimmen beide Augenarten trotz unterschiedlicher geometrischer Abmessungen (Tab. 1) morphologisch und optisch weitgehend überein. Damit ist das Kaninchenauge für dieses Experiment gut geeignet, da hier nur die qualitativen Eigenschaften der Versuchsaugen getestet werden und es so möglich scheint, Schlußfolgerungen, die aus den Meßergebnissen an Kaninchenaugen gezogen werden auf menschliche Augen zu übertragen.

Tabelle 1

optische Meßgrößen nach GULLSTRAND (24) und HUGHES (17)

Eigenschaft	menschliches Auge	Kaninchenauge
<u>Brechungszahl</u>		
Hornhaut	1,376	1,376
Kammerwasser	1,336	1,337
Linse	1,413	1,6
Glaskörper	1,336	1,337
<u>Krümmungsradien in mm</u>		
Hornhaut	7,8	7,5
vordere Linsenfläche	10,0	6,9
hintere Linsenfläche	-6,0	-5,8
<u>Brechkraft in dpt.</u>		
Hornhaut	43,08	44,6
Linse	20,53	75,0
Auge gesamt	59,74	100,6

2. Das Experiment

2.1. Physikalische Grundlagen

Für den Versuch wurde ein He - Ne Laser der Marke „ Coherent Typ 80 - GH " verwendet. Dieser Laser entwickelt eine Ausgangsleistung von 6 mW und emittiert Licht der Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$. Der Laser oszilliert in einem einzigen transversalen Mode, auch Grundmode oder TEM 00 ($=$ zero order transverse electromagnetic mode) genannt. Betrachtet man den Querschnitt eines Laserstrahls im TEM 00 Mode, so läßt sich dessen radiale Intensitätsverteilung in sehr guter Näherung durch eine Gauß'sche Funktion beschreiben. Vereinbarungsgemäß wird der Radius w des Laserstrahls an der Stelle bestimmt, an der die Intensität I nur noch den $1/e^2$ - Teil der zentralen Maximalintensität I_0 beträgt (Abb. 3).

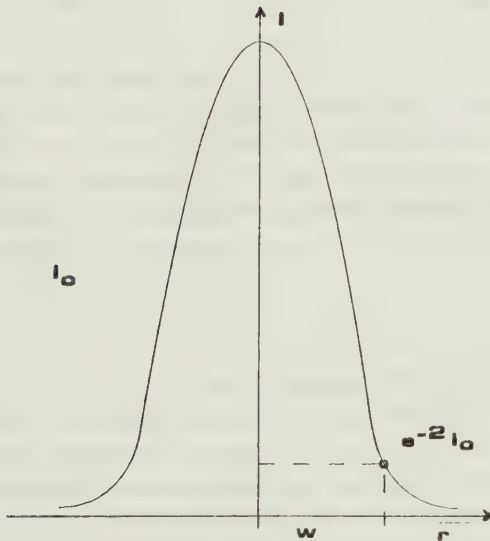


Abb. 3

Abb. 3 radialer Querschnitt durch einen Laserstrahl im TEM 00 Mode

Abbildung 4 zeigt einen Längsschnitt durch den Laserstrahl.

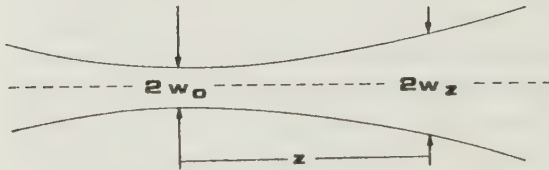


Abb. 4

Abb. 4 Längsschnitt durch einen Laserstrahl im TEM 00 - mode

Wie man daraus entnehmen kann, ist der Radius des Laserstrahls nicht an allen Stellen gleich, sondern weist eine Stelle mit einem minimalen Radius (w_0) auf. Diese Stelle wird Laserstrahltaille genannt. Mit zunehmender Entfernung von der Strahltaille wächst der Strahlradius w_z entsprechend folgender Gleichung :

$$w_z = w_0 \sqrt{\left(1 + \frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad \text{I} \quad (18)$$

Mit Hilfe einer Linse kann man den aufgeweiteten Laserstrahl wieder fokussieren (Abb. 5).

Der Abbildungsmaßstab w_z/w_1 hängt nicht nur, wie bei der geometrischen Optik, von der Brechkraft f der Linse und dem Abstand d_1 der Taille von den Hauptebenen des transformierenden Systems ab, sondern auch von dem Taillenradius w_1 und der Wellenlänge λ .

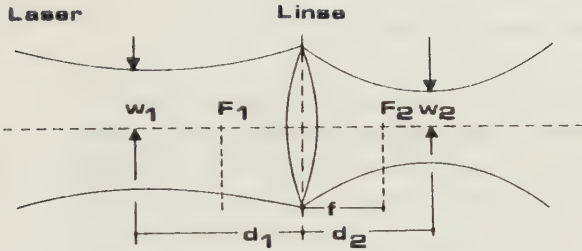


Abb. 5

Abb. 5 Taillentransformation eines Gauß'schen Laserstrahls durch eine Linse

Es gilt für den Tailleuradius w_2 :

$$\frac{1}{w_2^2} = \frac{1}{w_1^2} \left(1 - \frac{d}{f} \right)^2 + \frac{1}{f^2} \left(\frac{\pi w_1^2}{\lambda} \right)^2 \quad \text{II (18)}$$

und für die Bildweite d_2 der Taille

$$d_2 = f + \frac{f^2 (d_1 - f)}{(d_1 - f)^2 + \left(\frac{\pi w_1^2}{\lambda} \right)^2} \quad \text{III (18)}$$

Geht $w_1 \rightarrow 0$, so erhält man die Abbildungsgesetze der geometrischen Optik. Durch wiederholte Anwendung der Gleichungen II + III, läßt sich der Effekt von Linsenkombinationen auf die Laserstrahlparameter errechnen.

2.2. Experimenteller Aufbau

Im ersten Schritt des Experimentes ging es darum sicherzustellen, daß der Fokusedurchmesser des beugungsbegrenzten He-Ne Laserstrahls 580 μm betrug. Das dazu verwendete konzentrierte optische System ist in Abbildung 6 schematisch dargestellt.

Das Licht des Lasers wurde mit einer Sammellinse L_1 ($f_1 = 100 \text{ mm}$) fokussiert. Genau im Brennpunkt dieser Linse stand die Blende B. Sie hatte die Aufgabe unerwünschte höhere Moden herauszufiltern (Modenblende). Die hinter der Lochblende befindliche Linse L_2 ($f_2 = 100 \text{ mm}$) sammelte den aufgeweiteten Lichtstrahl wieder. Sie erzeugte, da der Abstand zwischen L_2 und B größer als f_2 war, ein entsprechend vergrößertes reelles Bild des von L_1 gebildeten Fokus. Das System $L_1 - B - L_2$ stellte also ein etwas dejustiertes teleskopisches System mit in der Fokusebene liegendem Raumfilter dar. Zur exakten Berechnung der Gegenstands- u. Bildweiten dienten die Transformationsgleichungen II + III.

Der 580 μm große Fokus war 452 mm von der Hauptebene (H) der Linse L_2 entfernt. Das System aus Augenhalter und Kaninchenaugen wurde so positioniert (exakte Beschreibung des Vorgangs in Kapitel 2.4.), daß die Taille des ungebrochenen Laserstrahls 5 mm vor der Netzhautebene lag. Damit wurde die Situation simuliert, bei der im Fall der „idealen“ Photokoagulation der Beobachter den Augenhintergrund durch das Spaltlampenmikroskop scharf sieht. Dies entspricht einer geometrisch optischen Abbildung der Schärfenebene des Spaltlampenmikroskops auf die Netzhaut durch das System Kontaktglas-Kaninchenaugen (näheres zu dieser optischen Abbildung in Kapitel 2.3.). Da die Intensitätsverteilung am Ort der Netzhaut einer direkten Messung nicht zugänglich war, wurde das Netzhautbild mit

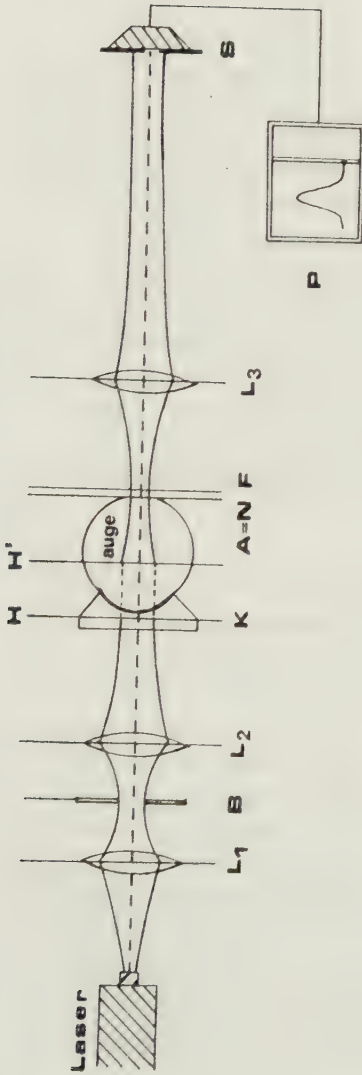


Abb. 6 Versuchsaufbau

L = Linse, B = Modenblende, K = Kontaktglas, A = Abtastebene, N = Netzhautenebene,
H = Hauptebene, F = Fokalebene, S = Scanner, P = X-y Schreiber

einer Linse L ($f = 150 \text{ mm}$), die auf einer optischen Bank im Abstand von 200 mm stand, definiert nachvergrößert. Der geometrisch optische Vergrößerungsfaktor betrug bei einer Bildweite von $b = 600 \text{ mm}$

$$v = \frac{b - f}{f} = 3$$

Die Abtastung selbst erfolgte mechanisch. Ein Präzisionsmotor zog die Meßeinrichtung, bestehend aus einer 5 mm Lochblende und dahinterliegender Photodiode langsam horizontal durch das genau dreifach vergrößerte Netzhautbild. Die in der belichteten Photodiode entstandene Spannung, die der Bestrahlungsstärke I proportional war, wurde über ein Kabel einem Schreiber der Marke «Huston instrument omnigraph» zugeleitet. Dieser Schreiber zeichnete eine Kurve der räumlichen Intensitätsverteilung auf. Die Ordinaten der Kurve entsprachen dabei der Intensität I und die Abzissen dem jeweiligen Ort.

2.3. Beschreibung des Augenhalters und des Strahlengangs im Auge

2.3.1. Augenhalter

Um die Form und damit die Refraktionseigenschaften der Kaninchenaugen während der E nukleation, der Präparation und anschließenden Trepanation möglichst wenig zu verändern, wurde der bereits von DRECHSEL (9) so erfolgreich erprobte Augenhalter (Abb. 7) verwendet.

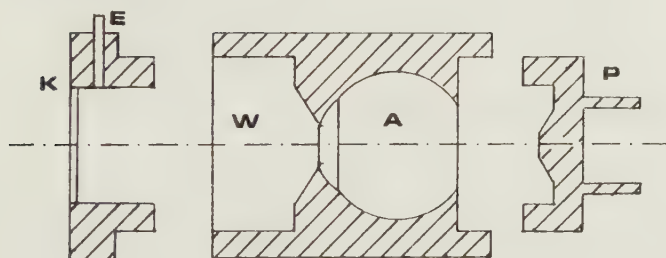


Abb. 7

Abb. 7 Augenhalter nach Drechsel mit Kontaktglasansatz

K = Kontaktglasansatz mit Glasscheibe , E = Wassereinfüllrohr , W = Wasserkammer , A = anatomisch angepaßter Augenhalter mit kleinem Anschliff für die Kornea , P = Plexiglasstempel

Dieser exakt den anatomischen Verhältnissen angepaßte Augenhalter umschloß die Augen bis auf die Kornea. Zum Schutz des Bulbus vor Deformierung durch den Plexiglashalter selbst, gab es ihn in vier verschiedenen Größen. Ein planer Plexiglasstempel bedeckte das Trepanationsloch und verhinderte den Verlust von Glaskörper. Vorne wurde der Augenhalter mit einer Glasscheibe abgedichtet und der Raum zwischen Glas und Kornea mit physiologischer Kochsalzlösung gefüllt. Die so entstandene Wasserkammer wirkte im Prinzip wie ein Kontaktglas, da sich vor

und hinter der Hornhaut Flüssigkeiten mit praktisch identischen Brechzahlen (Wasser $n = 1.333$; Kammerwasser $n = 1.337$) befinden. Durch diese Anordnung wurde zwar die Brechkraft der Kornea praktisch völlig ausgeschaltet, aber nicht wie beim Goldmann'schen Kontaktglas überkompensiert. Dementsprechend hatte das System Kontaktglas - Kaninchenauge eine relativ hohe Restbrechkraft — nämlich die der Augenlinse — von ca. 75 dpt. Durch die Wasserkammer allerdings wurde das sehr empfindliche Versuchsauge mechanisch weniger belastet als durch ein Kontaktglas.

2.3.2. Strahlengang im Auge

Die Kombination Wasserkammer - Kaninchenauge und Plexiglasstempel ist physikalisch gesehen ein zentriertes optisches System. Mit folgenden Gleichungen läßt sich die Lage der Hauptebenen des Systems ermitteln.

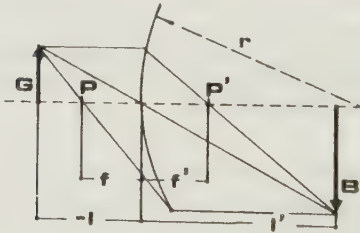


Abb. 8

Abb. 8 $f^{(0)}$: Brennweiten
 l : Gegenstandsweite
 l' : Bildweite
 $P^{(0)}$: Brennpunkte

$$F = \frac{n}{f} = \frac{n'}{f'} \quad : \text{ Brechkraft}$$

$$L = \frac{n}{l} \quad : \text{ reziproke Gegenstandsweite}$$

$$L' = \frac{n'}{l'} \quad : \text{ reziproke Bildweite}$$

1. Brechkraft einer brechenden Kugelfläche

$$F/dpt = \frac{n' - n}{r/mm} \cdot 1000$$

2. Geometrisch optisches Abbildungsgesetz (Linsenformel)

$$L' = F + L$$

3. Gesamtbrechkraft eines Systems von brechenden Kugelflächen

$$F_{res} = \frac{L'_1 \cdot L'_2 \dots L'_k}{L_2 \dots L_k}$$

wenn $L = 0$, d.h. der Gegenstand im Unendlichen.



Abb. 9

$$f = \frac{n_1}{F_{res}} \quad : \text{ vordere Brennweite}$$

$$f' = \frac{n_{k+1}}{F_{res}} \quad : \text{ hintere Brennweite}$$

Die Lage der Hauptebenen H' ist gegeben durch den Abstand zu den Brennpunkten und den zugehörigen resultierenden Brennweiten :

$$h' = f'_k - f'_{res}$$

$$h = f_k - f_{res}$$

f_k : Scheitelbrennweite (= Bildweite bei unendlich entferntem Gegenstand)

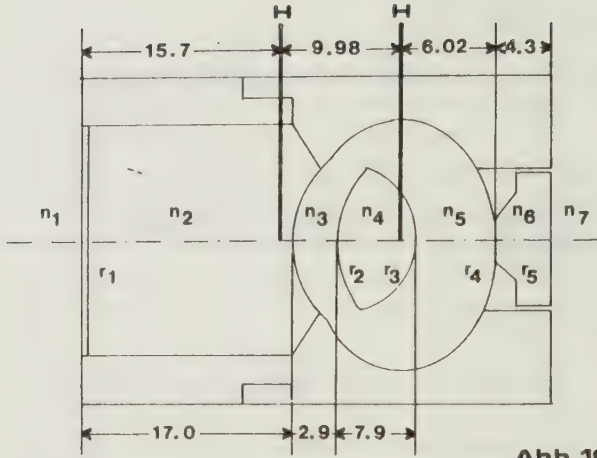


Abb. 10

Abb. 10 Lage der Hauptebenen im System Kontaktglas - Kaninchenauge - Plexiglasstempel

$n_1 = 1$	$r_1 = \infty$
$n_2 = 1.333$	$r_2 = 6.9 \text{ mm}$
$n_3 = 1.337$	$r_3 = -5.8 \text{ mm}$
$n_4 = 1.6$	$r_4 = \infty$
$n_5 = 1.337$	$r_5 = \infty$
$n_6 = 1.491$	
$n_7 = 1$	

Die einzelnen Brechungsindizes (n), Abstände (d) und Radien (r) der brechenden Flächen wurden dem Kaninchenaugenmodell nach HUGHES (17) entnommen.

Entsprechend den Gesetzen der geometrischen Optik liegt die nicht transformierte Laserstrahltaile (Spaltlampenfokus) 5 mm vor der Netzhautebene (Abb. 11).

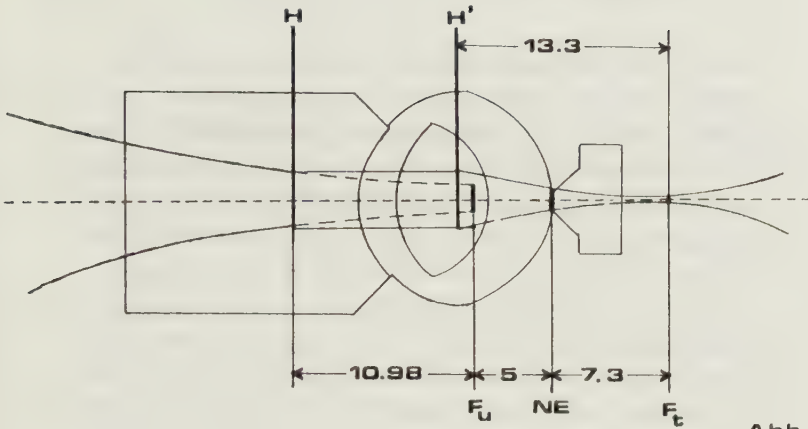


Abb.11

Abb. 11 Strahlengang im Auge

F_u = Fokus des vom Auge ungebrochenen Laserstrahls
($w_u = 0.290 \text{ mm}$)

F_t = Fokus des vom Auge transformierten Laserstrahls
($w_t = 9.24 \text{ } \mu\text{m}$)

NE = Netzhautenebene ($w_{ne} = 0.127 \text{ mm}$)

$$n = 1, f' = 13.3 \text{ mm}, n = 1, l' = 6.02 \text{ mm}$$

$$\frac{1}{l'} = \frac{1}{l} - \frac{1}{f'}$$

$$l' = 10.975 \text{ mm}$$

Durch die brechenden Medien des Systems wird der Laserstrahl wie folgt transformiert :

$$n_1 = 1, f = 13.3 \text{ mm}, n_7 = 1, \lambda = 0.000633 \text{ mm},$$

$$w_1 = 0.290 \text{ mm}, d_1 = 10.98 \text{ mm}$$

$$\frac{1}{w_2} = \frac{1}{0.29} \left(1 - \frac{10.98}{13.3} \right)^2 + \frac{1}{13.3} \left(\frac{\pi \cdot 0.29}{0.000633} \right)^2 \text{ mm}$$

$$w_2 = 9.248 \text{ } \mu\text{m}$$

$$d_2 = 13.3 + \frac{13.3^2 (10.98 - 13.3)}{(10.98 - 13.3)^2 + \left(\frac{\pi \cdot 0.29}{0.000633} \right)^2} \text{ mm}$$

$$d_2 = 13.308607 \text{ mm}$$

Demnach liegt der Laserstrahlfokus in Wirklichkeit 7.3 mm hinter der Retina.

Mit Gleichung I kann man durch einfache Rückrechnung die Größe des Strahldurchmessers in der Netzhautebene ermitteln. Der Durchmesser des Laserstrahls am Ort der Netzhaut ist danach 254 μm .

2.4. Justierung des Systems Augenhalter - Kaninchenauge

Auf Grund der hohen Restbrechkraft des Systems Kontaktglas - Kaninchenauge, liegt der Laserfokus 7.3 mm hinter der Retina (Unterschied zwischen geometrisch optischer Abbildung und Gauß'scher Taillentransformation siehe Kapitel 2.1.). Trotzdem werden auch hier die Bedingungen der „idealen“ Photokoagulation simuliert, da durch die Fokussierung des Laserstrahls die Laserstrahltaille quasi an die Augenlinse „gebunden“ ist und bei Verschiebung des Auges mitwandert. Der Abstand zwischen Laserfokus und Netzhaut ändert sich bei Bewegungen des Auges entlang der optischen Achse so geringfügig, daß eine im Nachfolgenden beschriebene optische Positionierung des Systems Kontaktglas - Kaninchenauge durchgeführt werden kann.

Zu dieser optischen Positionierung wird das Auge so lange auf der optischen Achse in Richtung L_2 bewegt (Abb. 6), bis die angeschlossene Meßapparatur einen Strahldurchmesser aufzeichnet, der sich der theoretisch zu erwartenden Fokusgröße von 9.24 μ m Durchmesser nähert. Damit liegt der Laserfokus in der Abtastebene A (Abb. 6). Kann ein entsprechender Fokus realisiert werden, so ist davon auszugehen, daß das System Kontaktglas - Kaninchenauge eine Brechkraft (F_{res}) von ca. 75 dpt hat und dementsprechend die Netzhautenebene 7.3 mm vor der Fokalebene liegt. Wird das ganze System anschließend 7.3 mm zur Nachvergrößerungslinse L_3 zurückverschoben, so kommt dadurch die Abtastebene A mit der Netzhautenebene zur Deckung und das jetzt registrierte Intensitätsprofil entspricht dem des Laserstrahls am Augenhintergrund.

Folgende physikalische Berechnungen zeigen, daß der Fehler, der bei dieser Justierungsmethode gemacht wird weit unterhalb 1 % liegt und deshalb vernachlässigt werden kann.

Fehlerrechnung:

Der Abstand zwischen Spaltlampenfokus F_u und dem Fokus nach Transformation durch das Auge F_t (s. Abb. 11) ist prinzipiell abhängig von der Lage des Auges und beträgt bei Justierung der Schärfenebene auf den Augenhintergrund $d_2 = 13,308607 \text{ mm}$ (Abtastebene A = Netzhautebene).

$$n_1 = 1, f = 13,333 \text{ mm}, n_7 = 1, \lambda = 0,000633 \text{ mm}$$

$$w_1 = 0,29 \text{ mm}, d_1 = 10,98 \text{ mm}$$

nach Gleichung II und III folgt:

$$d_2 = 13,308607 \text{ mm} \text{ (Taillenabstand)}$$

$$w_2 = 0,009248 \text{ mm} \text{ (Fokusradius)}$$

Nach einer Verschiebung um $7,3 \text{ mm}$ (Abtastebene A = Fokusebene) beträgt

$$d_2 = 13,302175 \text{ mm}$$

$$n_1 = 1, f = 13,333 \text{ mm}; n_7 = 1, \lambda = 0,000633 \text{ mm}$$

$$w_1 = 0,29 \text{ mm}, d_1' = 18,23 \text{ mm}$$

$$d_2' = 13,30217 \text{ mm}$$

$$w_2' = 0,009243 \text{ mm}$$

Die Unterschiede zwischen den Fokusgrößen und den Taillenabständen liegen weit unter der Experimentiergenauigkeit und können deshalb vernachlässigt werden.

2.5. Prüfung des experimentellen Aufbaus mit einer Glasoptik

2.5.1. Messung der Herdgröße

Vor der eigentlichen Messung wurde der Versuchsaufbau mit einer „idealen“ Glasoptik getestet. Die Brechkraft der dabei verwendeten Sammellinse entsprach mit 100 dpt exakt der Gesamtbrechkraft des Kaninchenauges ohne Kontaktglas.

Die Linse wurde statt des Kaninchenauges in den Strahlengang gebracht und mit der in Abschnitt 2.4. beschriebenen optischen Methode (Fokus 0.0069 mm / Verschiebung 4.3 mm) so justiert, daß der Laserstrahl in der Abtastebene einen Durchmesser von 254 μ m besaß. Dieser Strahldurchmesser entsprach der theoretisch zu erwartenden Fleckgröße auf der Retina des Kaninchenauges. Das Resultat dieser Messung zeigt Abbildung 12.

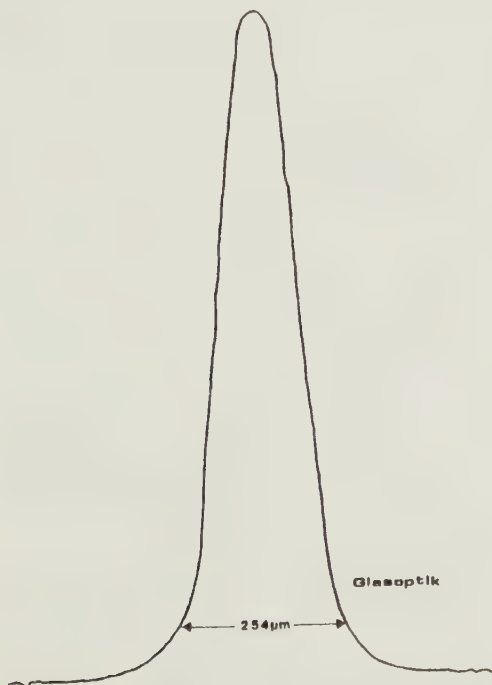


Abb. 12

Abb. 12 Intensitätsverteilung des Laserstrahls in der Abtastebene bei Verwendung einer 100 dpt Glasoptik

Die Gauß'sche Intensitätsverteilung des Laserstrahls konnte allerdings erst mit einer absolut sauberen Linse erzielt werden. Da der gemessene Wert mit dem theoretisch erwarteten Strahldurchmesser gut übereinstimmte, zeigte der Test, daß mit der optischen Justierung eine exakte Positionierung möglich war und die verwendete Apparatur keinen störenden Einfluß auf die Strahlenparameter hatte.

2.5.2. Messung des Streulichtanteils

Geht man von einem ideal gaußverteiltem Laserstrahl aus, so sind, nach der folgenden Berechnung, 86,5 % der gesamten Lichtleistung in einer Fläche mit dem Durchmesser $d = 2 w$ konzentriert.

Berechnung:

$$I = I_0 e^{-2 \left(\frac{r}{w} \right)^2}$$

r = Radius, w^2 = Varianz
 $d = 2w$, A = Laserfläche

$$\begin{aligned} E_r &= \int I dA \\ &= \int_0^r \int_0^{2\pi} I dr r d\varphi = 2\pi \int_0^r I r dr \\ &= 2\pi \int_0^r I_0 e^{-2 \left(\frac{r}{w} \right)^2} r dr \end{aligned}$$

$$\left| \begin{aligned} R &= -2 \left(\frac{r}{w} \right)^2 \\ \frac{dR}{dr} &= -\frac{4r}{w^2} \rightarrow r dr = -\frac{dR}{4} w^2 \end{aligned} \right.$$

$$\begin{aligned} E_r &= -2\pi \frac{w^2}{4} I_0 \int_0^{-\frac{2r^2}{w^2}} e^R dR \\ &= -I_0 w^2 \frac{\pi}{2} \left(e^{-\frac{2r^2}{w^2}} - 1 \right) \end{aligned}$$

$$E_r = I_0 w^2 \frac{\pi}{2} \left(1 - e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \right)$$

$$E_{ges} = I_0 w^2 \frac{\pi}{2} \quad \text{für } r \rightarrow \infty$$

$$E_d = I_0 w^2 \frac{\pi}{2} \left(1 - e^{-2} \right) \quad \text{für } r = w$$

$$E_d / E_{ges} = 1 - e^{-2} = 0,86467$$

Dieser theoretische Wert ist allerdings nur möglich, wenn keinerlei Verluste durch Streuung auf dem Weg durch die brechenden Medien auftreten.

Im zweiten Teil des Experimentes sollte deshalb untersucht werden, wieviel Prozent der Leistung des Lasers bei Verwendung der Meßapparatur und Glasoptik ($f = 10 \text{ mm}$) aus der Fläche mit dem Radius $r = w$ herausgestreut werden.

Dazu wurde nach dem Auffinden des Intensitätsprofils (Abb. 12) die $5 \text{ }\mu\text{m}$ Abtastblende entfernt und die Gesamtleistung des Lasers gemessen. Anschließend wurde vor der Photodiode eine Lochblende befestigt, deren Durchmesser ($800 \text{ }\mu\text{m}$) ziemlich genau dem dreifach vergrößerten Laserstrahldurchmesser in der Abtastebene ($3 \times 254 \text{ }\mu\text{m} = 762 \text{ }\mu\text{m}$) entsprach. Ohne etwas an den Linsenabständen zu ändern, wurde nach Zentrierung der Lochblende die auf die Photodiode treffende Leistung registriert.

Setzt man die Ergebnisse der beiden Messungen in Relation zueinander, zeigt sich, daß nicht 86,5 % sondern 80,3 % (Wert korregiert auf $762 \text{ }\mu\text{m}$) der Leistung im untersuchten Areal ($r = w$) konzentriert sind.

Um später die tatsächlichen Streuverluste des Kaninchenauges zu erfassen, müssen dementsprechend diese 80,3 % als Vergleichswert (100 %) dienen (siehe Kapitel 4).

2.6. Präparation und Auswahl der Versuchsaugen

Wie der Test mit der „idealen“ Glasoptik zeigte, waren einwandfreie optische Verhältnisse Voraussetzung für ein Gelingen des Versuchs. Dementsprechend wurden alle Kaninchenaugen einer eingehenden Spaltlampenuntersuchung unterzogen und Augen die Trübungen oder Inhomogenitäten im zentralen Strahlengang aufwiesen, erst garnicht für das Experiment verwendet.

Die Enukleation erfolgte unter Anaesthesie mit Ketanest (1 ml/kg) und Rompun (0,15 ml/kg). Zuvor wurde aber die Pupille mit Suprarenin weitgetropft, um eine Miosis nach Durchtrennung des Sehnervs zu verhindern (Verd.: 1: 1000). Bei der Enukleation der Augen mußte äußerst schonend operiert werden, denn schon eine geringe Traumatisierung der brechenden Medien konnte den Versuch mißlingen lassen.

Das frisch enukleierte Auge wurde in den Augenhalter gelegt und mit einem Motortrepan ($\phi = 5\text{mm}$) am hinteren Augenpol in der optischen Achse eröffnet.



Trepanation eines Versuchsauges mit Hilfe eines Motortrepan, aus DRECHSEL (9)

Die gesamte Experimentierdauer war pro Auge auf 2 Stunden beschränkt. DRECHSEL (9) und DE MOTT (8) stellten in diesem Zeitintervall keine Veränderungen des Netzhautbildes fest.

Vor dem Aufschrauben des Kontaktglases wurde der Hornhautkrümmungsradius mit einem Ophthalmometer nach JAVAL gemessen und mit den bereits vor Experimentierbeginn ermittelten in vivo Werten verglichen. Bei Absolutwerten von 6.5 mm bis 7.5 mm wurden Abweichungen bis 0.3 mm toleriert. Diese Kontrolle, zusammen mit den an die anatomischen Verhältnisse angepaßten Augenhaltern, ließ es wahrscheinlich erscheinen, daß sich die Brechkraft des Versuchsauges während der Enukleation und Trepanation nicht änderte.

Tabelle 2

Messung der Hornhautradien

Auge Nr.	Hornhautradien in mm	
	in vivo	in vitro
1	7,5 / 7,5	7,3 / 7,4
2	7,5 / 7,4	7,4 / 7,4
3	7,0 / 7,0	6,8 / 6,7
4	7,1 / 7,0	6,9 / 6,8
5	7,2 / 7,3	7,0 / 7,1
6	7,2 / 7,2	7,1 / 6,9
7	7,3 / 7,0	7,1 / 6,9
8	6,5 / 6,7	6,2 / 6,4
9	7,2 / 6,7	6,9 / 6,8

3. Die Messung

Mit der Aufzeichnung der Intensitätsverteilung des Laserlichts auf der Retina begann die eigentliche Messung. Trotz der sorgfältigen Auswahl der Versuchsaugen zeichnete der X - Y Schreiber zunächst kein Gauß'sches Intensitätsprofil auf (Abb. 13) .

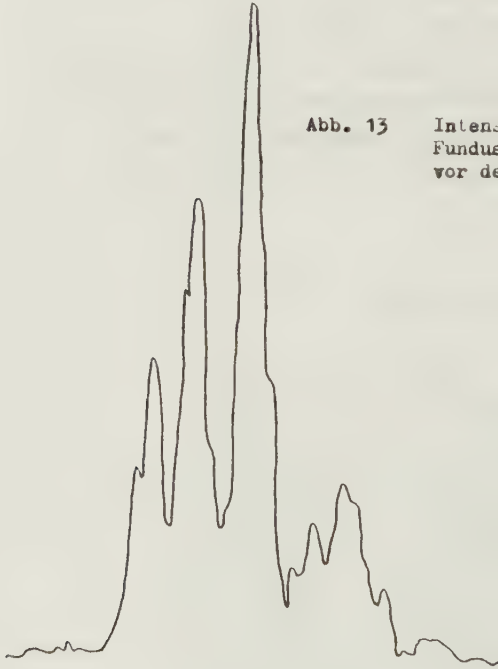


Abb. 13 Intensitätsverteilung am Fundus des Kaninchenauges vor der Feinjustierung

Abb. 13

Der Lichtfleck war größer als erwartet und wies zudem unregelmäßig verteilte Intensitätsmaxima u. - minima auf.

Solche Intensitätsverteilungen entstehen durch Interferenzen, wenn das kohärente Licht des Laser an Inhomogenitäten der Augenmedien reflektiert wird. Die Lichtwellen erzeugen dabei je nach Ausmaß der Inhomogenitäten Bilder mit bestimmten Hell -Dunkel mustern.

Um Bilder mit einer Gauß'schen Intensitätsverteilung zu erhalten, mußte der Laserstrahl die Augen störungsfrei durchlaufen. Es wurde versucht dies durch geringfügige vertikale und horizontale Verschiebungen zu erreichen. Bei ca. 60 % der Versuchsaugen konnte damit ein optischer Weg gefunden werden, durch den eine glatte glockenförmige Intensitätsverteilung am Augenhintergrund entstand. Da der Augenhalter nicht längs zur optischen Achse bewegt wurde, änderten sich die Gegenstands -u. Bildweiten des Versuchsaufbaus durch die Feinjustierung nicht.

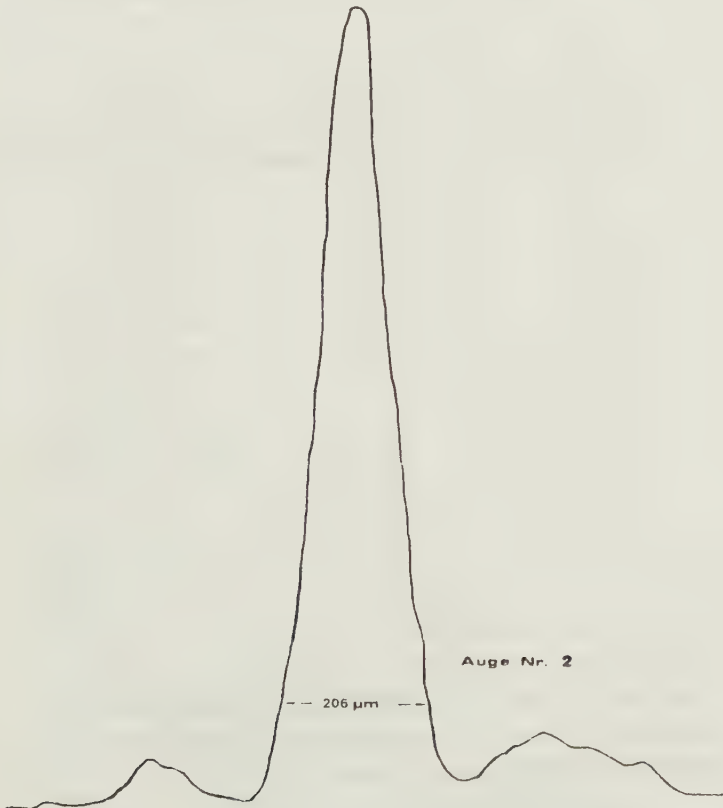


Abb. 14

Abb. 14 Intensitätsverteilung am Fundus des Kaninchen-
auges nach optimaler Feinjustierung

4. Die Meßergebnisse

Insgesamt wurden 15 Kaninchenaugen untersucht. Lediglich bei 9 Augen konnte ein annähernd Gauß'sches Intensitätsprofil gefunden werden. Die Ergebnisse der Strahldurchmesser- u. Leistungsmessung dieser 9 Augen sind der Tabelle 3 zu entnehmen. Neben dem tatsächlich gemessenen Leistungsanteil in der Netzhautebene steht der korrigierte Leistungsanteil in Klammern. Diese Korrektur war nötig, da die Meßeinrichtung statt der theoretischen 86,5 % nur 80,3 % der Leistung in der untersuchten Fläche konzentrierte (siehe Kapitel 2.5.).

Tabelle 3

Auge Nr.	Fokusbereich 7,3 mm hinter NE in μm	Strahldurchmesser in NE in μm	Leistungsanteil in % tatsächlich (korrigiert)
1	23,6	240	59,2 (73,7)
2	20,4	206	51,0 (63,5)
3	30,0	170	32,0 (39,8)
4	23,0	270	58,0 (72,2)
5	26,6	292	54,7 (73,4)
6	24,6	250	48,0 (59,8)
7	28,6	266	45,5 (56,7)
8	21,4	204	61,0 (76,8)
9	34,0	250	50,0 (62,3)
m	25,8	238	51,0 (64,2)
o	$\pm 4,38$	± 38	$\pm 8,8$ ($\pm 11,0$)

m = Mittelwert , o = Standardabweichung

In Abbildung 15 und 16 sind die Häufigkeitsverteilungen der Meßergebnisse graphisch dargestellt. Die Linien D und L kennzeichnen die theoretisch erwarteten Werte.

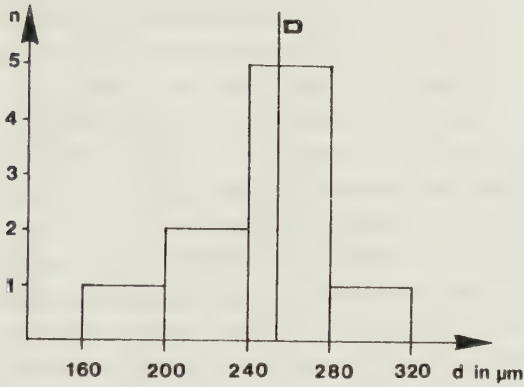


Abb. 15

Abb. 15 Häufigkeitsverteilung der Laserstrahldurchmesser, $D \hat{=} 254 \mu\text{m}$

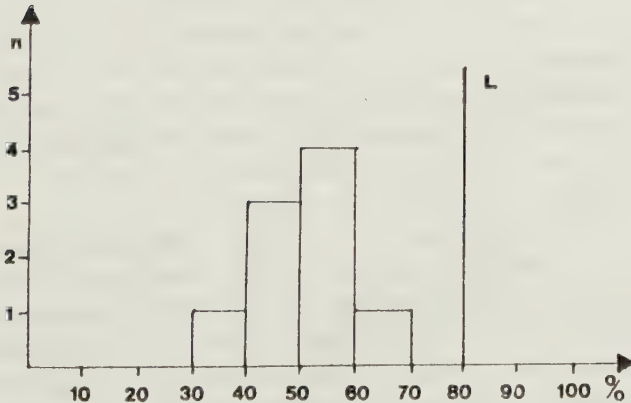


Abb. 16

Abb. 16 Häufigkeitsverteilung der Messungen des tatsächlich gemessenen Leistungsanteils in Prozent, $L \hat{=} 54,3 \%$

5. Diskussion der Meßergebnisse

Die gefundenen Laserstrahldurchmesser am Augenhintergrund lagen bei Realisierung eines annähernd Gauß'schen Intensitätsprofils zwischen $170\text{ }\mu\text{m}$ und $292\text{ }\mu\text{m}$. Ein Drittel der Meßergebnisse entsprach ungefähr dem erwarteten Strahldurchmesser von $254\text{ }\mu\text{m}$, während die restlichen Resultate etwa je zur Hälfte unter- bzw. oberhalb der geforderten Fleckgröße blieben.

Da keine Korrelation zwischen kleinen Foki und großen retinalen Bestrahlungsarealen besteht, können Variationen der Brechkräfte einzelner Kaninchenaugen nicht allein für die Schwankungen der Meßergebnisse verantwortlich sein. Eine Differenz der Brechkräfte von ca. 35 dpt. - wie sie dann theoretisch zu fordern wäre - ist ebenfalls unwahrscheinlich, denn :

- der Laserstrahl durchsetzte die Augenlinse nahe der optischen Achse (Vermeidung von optischen Fehlern)
- es wurden nur ausgewachsene Kaninchen von 2 bis 3 kg verwendet (abgeschlossenes Augenwachstum)
- die Hornhautradien und die mediolateralen Bulbusdurchmesser waren relativ konstant.

Auf Grund der im Laufe des Versuchs immer wieder aufgetretenen Störungen des Lichtwegs, lag der Verdacht nahe, daß kleinste Inhomogenitäten in den brechenden Medien der Versuchsaugen für die Schwankungen der Ergebnisse verantwortlich waren. Die genaue Analyse der Intensitätsprofile bestätigt diesen Verdacht.

Die Abbildungen 17 - 19 zeigen eine typische Meßreihe, in der versucht wurde, durch schrittweises Nachjustieren ein Gauß'sches Intensitätsprofil zu erzielen. Die aufgezeichneten Intensitätsverteilungen lassen mehrere Intensitätsspitzen erkennen. Diese Intensitätsspitzen repräsentieren wahrscheinlich die Maxima einzelner Gauß'scher Glockenkurven, welche evtl. durch Mehrfachreflexionen an optischen Inhomogenitäten entstanden sind.



Abb. 17 1. Einstellung
Auge Nr. 5



Abb. 18 2. Einstellung
Auge Nr. 5



Abb. 19 3. Einstellung
Auge Nr. 5 ($d = 292 \mu\text{m}$)

Bei der letzten Einstellung ist es mittels Feinjustierung gelungen, eine Art „Loch“ zwischen den Inhomogenitäten zu finden, so daß die resultierende Intensitätsverteilung neben einem Streuuntergrund nur noch ein Maximum aufwies. Die maximale Intensität des Streuuntergrundes betrug in jedem der untersuchten Fälle weniger als $I_0 e^{-2}$. Es kam deshalb nur zu einer Basisverbreiterung unterhalb $I_0 e^{-2}$ und nicht zur Vergrößerung des Radius w (siehe Abb. 3) .

Je nach optischer Güte der Versuchsaugen ließen sich drei unterschiedliche Arten von Intensitätsverteilungen erkennen :

Fall 1 : optisch sehr hochwertige Augen

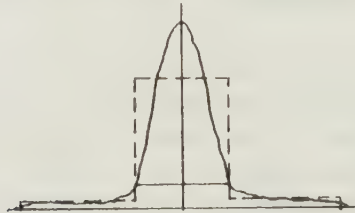


Abb. 20 annähernd Gauß'sches Intensitätsprofil ohne Plateau mit „Streuscheibe“

Fall 2 : optisch hochwertige Augen

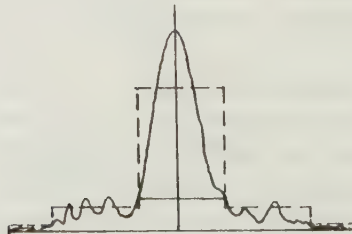


Abb. 21 nahezu Gauß'sches Intensitätsprofil mit Plateau u. „Streuscheibe“

Fall 3 : optisch durchschnittliche Augen

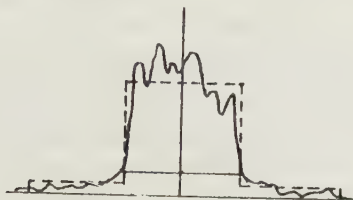


Abb. 22 Gauß'sches Intensitätsprofil nur
in Umrissen erkennbar

Sechs der untersuchten Augen folgten dem ersten Leistungsmuster, während die Augen 1/3/5 ein Plateau aufwiesen. Intensitätsprofile wie in Abb. 22 blieben bei dieser Arbeit unberücksichtigt.

Die in der Fläche mit dem Radius w konzentrierte Leistung betrug im Durchschnitt 51 % der Gesamtleistung des Laserstrahls. Rechnet man diesen Wert auf die theoretisch möglichen 80,3 % um (siehe Kapitel 2.5.2.), so beträgt der wahre Leistungsverlust etwas mehr als 30 %. Die Leistungsreduktion kommt vor allem durch die an den Inhomogenitäten entstehende Streuung zustande (Großwinkelstreuung). Insgesamt ist der Leistungsverlust bei großen Bestrahlungsarealen um ca. 20 % geringer, als bei den von DRECHSEL (9) untersuchten optimalen Foki.

Die Meßgenauigkeit der verwendeten Apparatur ließ jedoch keine exakte Bestimmung der Ausdehnung der „ Streuscheibe “ zu. Es kann lediglich gesagt werden, daß die maximale Intensität des Streuuntergrundes (ohne Plateau) weniger als 5 % von I_0 betrug.

Will man die Resultate der Messungen auf die Bedingungen der klinischen Photokoagulation übertragen, muß man berücksichtigen, daß eine Gauß'sche Intensitätsverteilung (wie in Abb. 20/21) erst erzielt werden konnte, nachdem der Laserstrahl an den Inhomogenitäten „ vorbeigelenkt “ wurde. Dies wird aber bei der klinischen Photokoagulation nur in Ausnahmefällen möglich sein, denn der Strahlverlauf ist

in der Regel durch die Lage der pathologischen Veränderung vorgegeben. Es ist deshalb mit Intensitätsprofilen wie im Fall 3 (Abb. 22) zu rechnen.

Abbildung 23 zeigt die räumliche Intensitätsverteilung am Ort der Netzhaut für durchschnittliche Kaninchenaugen. Versucht man trotz der erheblichen Intensitätsschwankungen die Intensitätsspitzen zu einem Glockenprofil zu verbinden, sind die gefundenen Durchmesser ca. 1.5 mal so groß, wie der theoretisch erwartete (KONDO). Des weiteren sind die bei dieser Definition auftretenden Verluste durch Streuung um etwa die Hälfte geringer, als im Fall der hier untersuchten optimalen Bestrahlungsareale (KONDO).

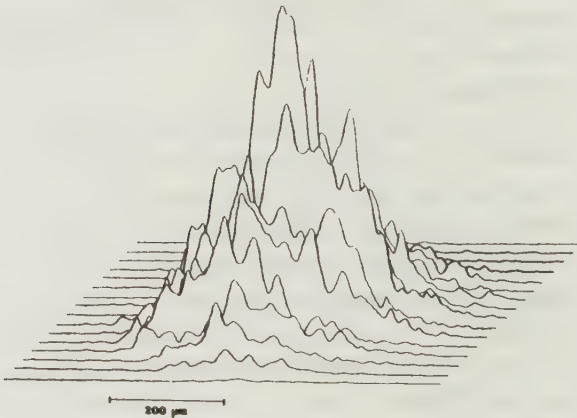


Abb. 23 X-Y-Z Skan der Intensitätsverteilung
am Ort der Netzhaut eines durchschnittlichen
Kaninchenauges aus :

KONDO T., MOSER K. - H., BIRNGRUBER R. (1985)

Distribution of laser energy on the
retina of rabbits and humans
(in preparation)

Obwohl 9 Meßergebnisse für eine statistische Auswertung nicht ausreichen, kann zusammenfassend folgendes gesagt werden :

- manche Kaninchenaugen verfügen über ein optisch so hochwertiges System, das unter optimalen Bedingungen in der Lage ist, die theoretisch geforderten Fleckgrößen am Augenhintergrund zu realisieren
- optisch durchschnittliche Augen lassen entweder ein Plateau unterhalb $I_0 e^{-2}$ oder eine nahezu rechteckige Intensitätsverteilung erkennen
- der gemessene Leistungsanteil von 54 % im zentralen Areal gilt - im Rahmen physiologisch morphologischer Schwankungen - nur für annähernd Gauß'sche Intensitätsverteilungen
- die Tatsache, daß ein Teil der eingestrahlten Leistung durch Streuung verloren geht, muß bei den Berechnungen mit Hilfe der thermischen Modelle (3/24/28) berücksichtigt werden, sonst nehmen die Temperatursteigerungen am Augenhintergrund unrealistisch hohe Werte an.

6. Zusammenfassung

Um weitere Daten zur Optimierung der Netzhautphoto-koagulation zu erhalten, wurde die Intensitätsverteilung eines Laserstrahls auf der Retina frisch enukleierter und am hinteren Pol trepanierter Kaninchenaugen im durchfallenden Strahlengang untersucht. Der Versuch war so aufgebaut, daß die Bedingungen der „idealen“ Photokoagulation simuliert wurden, d.h. die Taillenebene eines vorfokussierten über ein Kontaktglas in das Auge eingestrahlt Lasers mit der Netzhautenebene zusammenfiel. Ein speziell konstruierter Augenhalter sollte während des Experimentes die Form, und damit die Refraktionseigenschaften des eröffneten Bulbus erhalten.

An 15 Messungen konnte exemplarisch gezeigt werden, daß die Versuchsaugen in 60 % der Fälle die theoretisch berechneten Fleckgrößen realisieren konnten und die optische Qualität der Versuchsaugen so hoch war, daß die Koagulationsherde ein annähernd Gauß'sches Intensitätsprofil aufwiesen.

Schon kleinste Inhomogenitäten genügten aber, daß das Intensitätsprofil neben einer erheblich verbreiterten Basis unregelmäßig verteilte Intensitätsmaxima u.-minima aufwies.

Eine anschließende Leistungsmessung ergab, daß optisch hochwertige Kaninchenaugen ca. 54 % der eingestrahlt Leistung im Koagulationsherd konzentrierten, während der Rest durch Großwinkelstreuung aus dem zentralen Areal herausgestreut wurde.

Literaturverzeichnis

1. ALLEN R. G. (1967)
Research on Ocular Effects Produced by
Thermal Radiation
DDC AD 659146 , Technology Inc. ,
San Antonio, Texas
2. BIRNGRUBER R., HILLENKAMP F.
GABEL V. - P. (1978)
Experimentelle u. theoretische Untersuchungen
zur thermischen Schädigung des Augenhinter-
grundes durch Laserstrahlung
München : GSF Bericht
3. BIRNGRUBER R. (1980)
Thermal Modeling in Biological Tissues
Lasers in Biology and Medicine
Ed. by F. Hillenkamp (u.a.)
New York, Plenum Press
4. BIRNGRUBER R., WEINBERG W., GABEL V. - P. (1981)
Der Einfluß der Expositionsparameter auf die
Schadensausdehnung bei der Netzhautkoagulation,
dargestellt anhand eines thermischen Modells
Ber. Dtsch. Ophthalmol. Ges. 78 , p. 599 - 603
5. BIRNGRUBER R., DRECHSEL E.,
HILLENKAMP F., GABEL V. - P. (1979)
Minimal spot size on the retina formed
by the optical system of the eye
Int. Ophthalm. 1,3 , p. 175 - 178
6. CAMPBELL F. W., GUBISCH R. W. (1966)
Optical quality of the human eye
J. Physiol. 186 , p. 558 - 578
7. CAMPBELL F. W., GREEN D. G. (1965)
Optical and retinal factors affecting
visual resolution
J. Physiol. 181. , p. 576 - 593
8. DE MOIT D. W. (1959)
Direct measures of the retinal image
J. Opt. Soc. Amer. 49 , p. 571 - 579

9. DRECHSEL E. (1980)
Experimentelle Untersuchungen zu den
Abbildungseigenschaften des Kaninchenauges.
Intensitätsverteilung eines auf die
Netzhaut fokussierten Laserstrahls.
Dissertation d. Med. Fak. Mü.
10. L' ESPERANCE F. A., KELLY G. R. (1969)
The threshold of the retina to damage
by argon laser radiation
Arch. Ophthal. 81 , p. 583 - 588
11. FANKHAUSER F., LOTHMAR W.
Photokoagulation through the Goldmann
contact glas
Arch. Ophthal. 77 , p. 320 - 330
12. FLAMANT F. (1955)
Etude de la repartition de lumiere
dans l'image retinienne d'une fente
Revue d'optique 34 , p. 433 - 459
13. FRISCH G. D., DALLAS A. (1972)
Retinal laser irradiation diameter estimation
Appl. Optics, Vol. 11, Nr. 4, p. 939 - 944
14. GABEL V. - P. (1974)
Die Lichtabsorption am Augenhintergrund
Habilitationsschrift d. Med. Fak. Mü.
15. GONIN J. (1934)
Le décollement de la retine
(pathogenie - traitement)
Payot et Cie, Lausanne
16. GUBISCH R. W. (1966)
Optical performance of the human eye
J. Opt. Soc. Amer. 57 , Nr. 3 , p. 407 - 415
17. HUGHES A. (1972)
A schematic eye for the rabbit
Vision Research 12 , p. 123 - 138
18. KOGENICK H., LI T. (1966)
Laser beams and resonators
Appl. Optics, Vol. 5, p. 1550 - 1566

19. MARSHALL W. J. (1980)
Hazard analysis on gaussian shaped laser beams
Am. Indust. Hyg. Assoc. 41 (8) p. 547 - 551
20. MEYER - SCHWICKERATH G. (1949)
Koagulation der Netzhaut mit Sonnenlicht
Ber. Dtsch. Ophthal. Ges. 55 , 1949 ,
p. 256 - 259
21. MEYER - SCHWICKERATH (1954)
Lichtkoagulation. Eine Methode zur Behandlung
und Verhütung der Netzhautablösung
A. v. Graefes Arch. d. Ophthal. 156, 1954 ,
p. 2 - 34
22. RÖHLER R. (1962)
Die Abbildungseigenschaften der Augenmedien
Vision Research , Vol. 2 , p. 391 - 429
23. ROULIER A. (1970)
Calculation of Temperature Increase in the
Eye , Produced by Intense Light.
Bull , Math. Biophys. 32 , p. 403
24. SCHOBER H. (1970)
Das Sehen , Band 1 , 4. Auflage
VEB Fachbuchverlag , Leipzig 1970
25. SLINNEY D. H. (1973)
Dependence of laser retinal injury - Hazard
upon retinal image size
U.S. Army Environmental Hygiene Agency
Aberdeen Proving Ground , Maryland 21010 ,
Jan. 1973
26. VASSILIADIS A. (1969)
Research on Ocular Laser Thresholds
Stanford Research Inst.
Final Technical Report
27. VASSILIADIS A. (1971)
Ocular Damage from Laser Radiation
Laser Applications in Medicine and Biology
Vol. 1
Wolbaught (ed) Plenum Press. N.Y.

28. VQS J.J. (1956)
Digital Computations of Temperature in
Retinal Burn Problems , Institute for
Perception TNO
The Netherlands Rep. Nr. IF2 1956 - 16
29. WALLOW IHL (1973)
Netzhautreaktionen nach Intensivlichtbe-
strahlung
Habilitationsschrift d. Med. Fak. München
30. WEINBERG W., BIRNGRUBER R., GABEL V.-P. (1979)
The influence of the choroidal blood flow
in retinal laser coagulation
Proc. of the III. Internat. Congress of
Laser Surgery
Graz, Austria

Lebenslauf

Ich, Karl-Heinz Moser, wurde am 29.10.57 als Sohn des Offiziers a.D. Max Moser und seiner Frau, der Lehrerin Christa Moser geb. Hübner-Werner in Würzburg geboren. Bis zum 10. Lebensjahr besuchte ich die 4 Klassen der Grundschule in Trostberg/Alz.

Dann wechselte ich in das Gisela-Gymnasium in München Arcisstr. über, an dem ich im Sommer 1977 das Abitur ablegte.

Vom Wintersemester 1977 bis zum Sommersemester 1983 studierte ich Humanmedizin an der Ludwig-Maximilians-Universität in München.

Während des Praktischen Jahres war ich am Millard Fillmore Hospital in Buffalo, USA (SUNYAB Univ. - Chirurgie) und am Queen Elizabeth Hospital in Bridgetown, Barbados (Univ. of the West Indies - Gynäkologie u. Geburtshilfe) tätig.

Nach meiner Approbation im November 1983 wurde ich zum 1. Januar 1984 eingezogen. Seitdem leiste ich meinen Grundwehrdienst als Schiffsarzt auf dem „ Zerstörer “ Bayern ab.

Beginn meiner Doktorarbeit : Juni 1981

